第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.009

火星上游离子回旋波的观测研究*

李家威[1,2,3] 杨 磊[1,2,3†] 吴德金[1,2]

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)
(2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)
(3 中国科学院国家空间科学中心空间天气学国家重点实验室 北京 100190)

摘要 离子回旋波(Ion Cyclotron Wave, ICW)是指频率接近离子回旋频率的一种等离子体波, 它在火星上游广泛存在, 卫星观测到的频率多在质子回旋频率附近. ICW是拾起离子时的副产物, 成为新生行星质子存在的间接标志. 火星上游ICW自1990年首次报道以来, 受到广泛的关注. 总结了火星上游ICW的研究进展, 包括ICW事件的观测、ICW的产生机制、统计性质以及将来的研究趋势.

关键词 波, 等离子体, 太阳风, 行星和卫星: 大气, 行星和卫星: 磁场

中图分类号: P185; **文献标识码**: A

1 引言

太阳的外层大气—日冕持续不断地向外膨胀从而形成沿太阳径向向外的等离子体流, 通常称为"太阳风". 太阳风在传播几个太阳半径之后就会达到超声速, 在它传播的过程中会遇到3类天体: (1)太阳风与其表面直接相互作用的天体(例如未磁化的小行星或月球); (2)具有内禀磁场的天体(如地球和木星); (3)没有内禀磁场且其大气与太阳风直接相互作用的天体. 火星就属于第3类天体[1].

火星没有内禀磁场, 它的大气层与太阳风直接相互作用. 通过能量和动量交换, 太阳风与火星大气中电离层相互作用而形成感应磁层[2–3]. 利用火星环球勘测者(Mars Global Surveyor, MGS卫星)在火星空间环境中还发现了新的等离子体区域和边界. 超声速的太阳风与火星电离层直接相互作用会在距离火星中心1.6 $R_{\rm M}$ (其中$R_{\rm M}$为火星半径)的位置附近形成弓激波, 在这里太阳风被剧烈地减速、压缩和加热[3–4]. 再往内的磁鞘是一个波活动强烈的区域, 磁堆积边界连接着磁鞘下边界, 其特征是行星际磁场(Interplanetary Magnetic Field, IMF)强度急剧地增加, 也是磁堆积区的外边缘. 磁堆积区的特点是高堆积磁场形成磁垒. 光电子边界将光电子主导的电离层与磁堆积区分开, 其高度与剩磁的地壳源位置相关, 光电子主要出现在火星南半球[3, 5–6]. 至此电离层(Ionosphere, 未标出, 在光电子边界下面)、光电子边界(Photo-Electron Boundary)、磁堆积区(Magnetic Pileup Region)、磁堆积边界(Magnetic Pileup Boundary)、磁鞘(Magnetosheath)、弓激波(Bow Shock)、火星上游(Upstream Region)等区域和边界共同构成了火星大气近空等离子体环境[2, 7], 图1所示是MGS卫星观测到的等离子体边界和区域.

由于火星上重力加速度相对较小, 其外逸层会

2022-09-06收到原稿, 2023-01-01收到修改稿

*国家自然科学基金项目(41874201、11790302、42174195、11873018), 国家重点实验室专项基金项目资助

†ylei@pmo.ac.cn

扩展到弓激波上游很远的位置, 所以与太阳风的相互作用在弓激波上游较远的地方就已经开始了. 来自外逸层的粒子(主要是氢)[8]在离火星几个行星半径之外被电离, 电离后的新生离子会被太阳风拾起而激发一种频率非常接近当地质子回旋频率的电磁波, 即"离子回旋波" (Ion Cyclotron Wave, ICW)[2, 9–10]. 由于火星上游的粒子中氢元素占绝大多数, 所以新生离子主要是新生质子, 本文讲述的ICW即质子回旋波(Proton Cyclotron Wave, PCW), 拾起离子即拾起质子, 当然火星上游也存在其他种类的ICW, 此处主要介绍PCW. Russell等[11]分析火卫一2号(Phobos 2)卫星数据首次在火星弓激波上游观测到了ICW. 后来的卫星任务在火星上游也观测到了大量ICW事件, 利用MGS卫星和火星大气与挥发物演化(Mars Atmosphere and Volatile Evolution, MAVEN)卫星的数据, 对上游ICW进行了详细的研究, 这些波在卫星参考系中呈左旋椭圆极化, 传播角$\theta_{kB}\sim 20^\circ$ (波矢$\boldsymbol{k}$与背景磁场$\boldsymbol{B_0}$的夹角), 表明这些波准平行于背景IMF方向传播[1, 12–19].

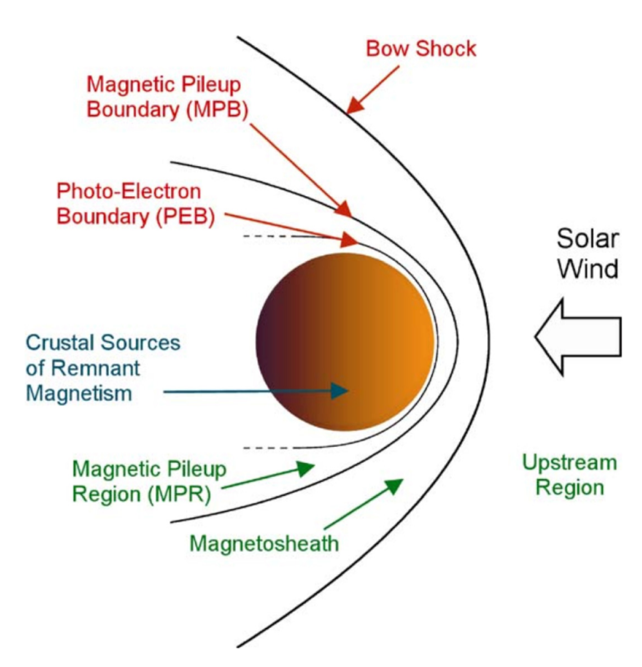


图 1 MGS卫星观测到的等离子体边界和区域. 图片来自文献[3].

Fig. 1 Plasma boundaries and regions identified by MGS. This figure is from Ref. [3].

2 火星上游离子回旋波的观测

图2展示了2018年11月26日16:12:18—16:20:50 UT期间在火星弓激波上游的MAVEN火星探测器观测到的ICW事件, 其中SW是太阳风. 图2 (a)–(d)分别显示磁强计(Magnetometer, MAG)得到的MSO坐标系(MSO坐标系以火星为中心, X轴从火星中心指向太阳, Z轴垂直于火星的轨道平面指向黄道北, Y轴与其他两轴满足右手螺旋定则)下磁场和太阳风速度的分量和强度, 图2 (e)显示了太阳风离子分析仪(Solar-Wind Ion Analyzer, SWIA)得到的太阳风离子数密度, 平均数密度为$n_{\rm SW}=4.3\ {\rm cm^{-3}}$. 在这段时间内, 所有磁场分量呈现明显振荡, 波幅约为0.3 nT. 对于这次事件, 由MAG和SWIA测量结果计算得出: 平均IMF (即背景磁场)为$\boldsymbol{B}_0=[2.6,\ 2.4,\ 0.9]$ nT, 平均太阳风速度为$\boldsymbol{v}_{\rm SW}=[344.0,\ 54.7,\ 3.6]\ {\rm km\cdot s^{-1}}$, IMF锥角(离子拾起时背景磁场与太阳风速度方向的夹角)为36.0°. 由图可见太阳风速的波动与磁场波动的频率一致[20].

图3 (a)中品红和蓝色曲线分别为图2中横向磁场分量$B_\perp$和压缩磁场分量$B_\parallel$相对于$\boldsymbol{B}_0$在512 s时间间隔内的功率谱密度, 其中黑色虚线表示当地质子回旋频率. 此处背景磁场大小为$B_0=3.7$ nT, 对应的当地质子回旋频率$f_{\rm c}$为0.056 Hz, 在频率为0.051 Hz ($0.91f_{\rm c}$) 时, 横向功率谱密度的值最大, 是相同频率下压缩功率谱密度的28倍[20]. 为了确定波的极化性质和传播方向, 对512 s内3个质子回旋周期对应的子间隔(即16:14:50—16:15:44 UT)应用最小方差分析(Minimum Variance Analysis, MVA)[21]. 该方法计算子间隔内磁场分量的特征值λ_j和协方差矩阵的特征向量$\boldsymbol{e}_j$用以表征波的性质. 最大、中间和最小特征值分别表示为λ_1、λ_2和λ_3. 其中, $\lambda_1/\lambda_2\sim 1$和$\lambda_2/\lambda_3>>1$表明探测到的是圆偏振的平面波. 当$\lambda_2/\lambda_3$比值满足平面波假设时, 波矢$\boldsymbol{k}$的方向与最小特征值相关的特征矢量$\boldsymbol{e}_3$平行, 但不能确定其朝向. 图3 (b)显示了在16:14:50—16:15:44 UT时段内观测到的磁场在最大-中间特征值方向所在平面上的矢端图, B_1和B_2分别表示最大和中间方差方向的磁场分量. 传播角θ_{kB} (即$\boldsymbol{e}_3$与$\boldsymbol{B}_0$的

夹角)为16.0°, 表明在火星弓激波上游的这些波准平行于背景磁场传播. 该波事件在质子回旋频率附近呈现圆极化(λ_1/λ_2 = 1.07)和近平面波的性质(λ_2/λ_3 = 82.52), 波幅δB = 0.5 nT. 以MVA基底$\boldsymbol{e}_1$、$\boldsymbol{e}_2$、$\boldsymbol{e}_3$表示的平均磁场为$\boldsymbol{B}_{0\mathrm{MVA}} = [0.5, 0.7, 3.7]$ nT, 向内指向最大-中间平面. 根据磁场振荡相对于$\boldsymbol{B}_{0\mathrm{MVA}}$的平均旋转方向(如图3 (b)中的黑色箭头所示), 发现在卫星参考系中, 波是左极化的[20].

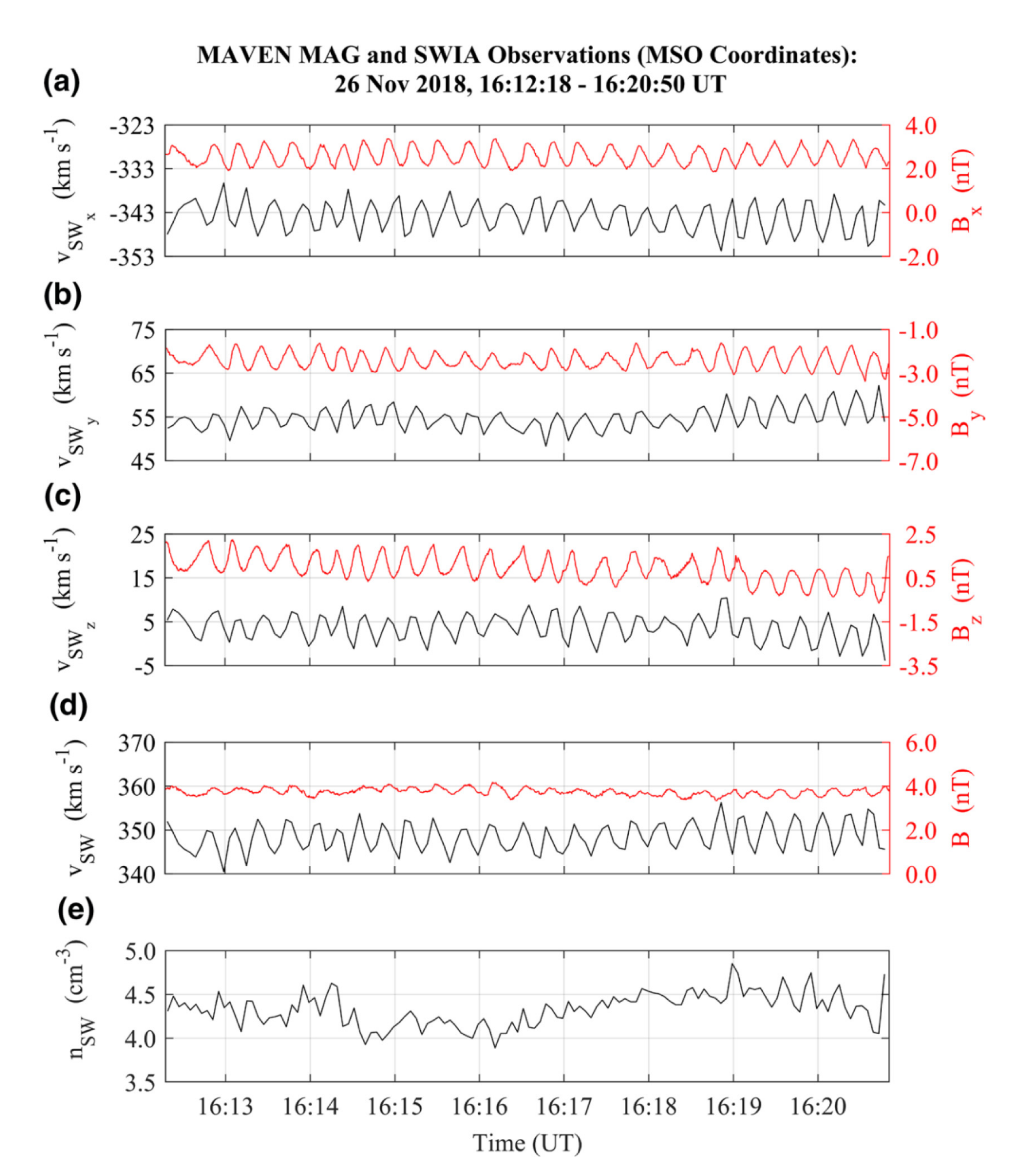


图 2 MAVEN卫星观测到的火星弓激波上游ICW事件. 图(a)–(d)分别是MSO坐标系中的磁场(红色)和太阳风速度(黑色)的分量和强度. 图(e): 太阳风(Solar Wind, SW)离子密度. 图片来自文献[20].

Fig. 2 An ICW event upstream from the Martian bow shock observed by MAVEN. Panels (a)–(d) are the magnetic field (red) and SW velocity (black) components and magnitude in MSO (Mars-centered Solar Orbital) coordinates. Panel (e): the SW ion density. This figure is from Ref. [20].

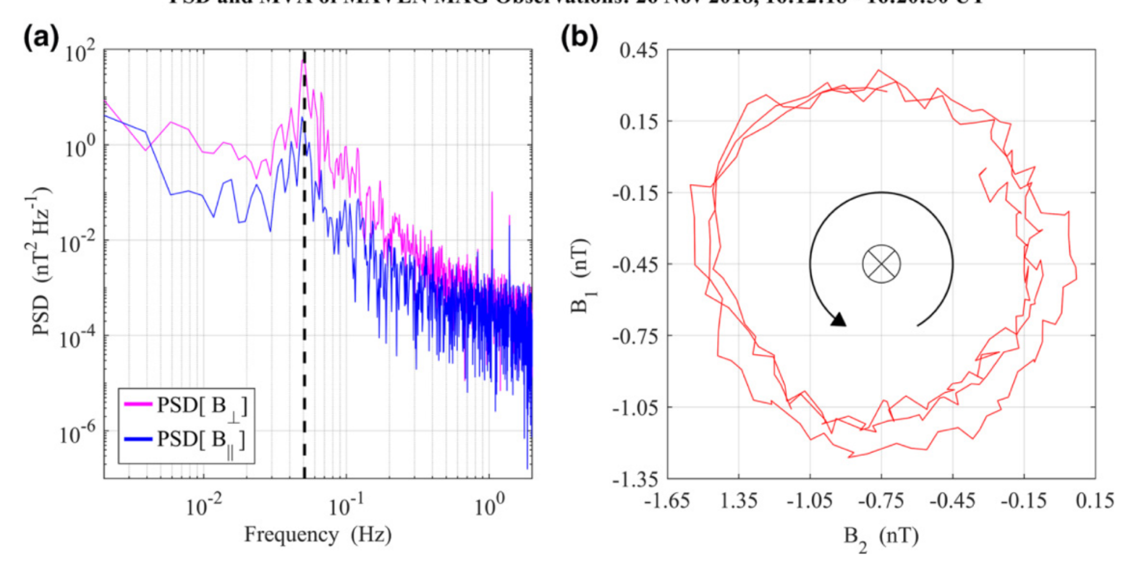


图 3 MAVEN于2018年11月26日16:12:18—16:20:50 UT观测到ICW事件. 图(a): 横向(品红)和压缩(蓝色)磁场分量的功率谱密度(Power Spectral Density, PSD), 其中黑色虚线表示当地质子回旋频率. 图(b): 16:14:50—16:15:44 UT最大-中间MVA平面上磁场的矢端图, 大致覆盖了3个质子回旋周期. 平均磁场向内指向最大-中间平面, 在卫星参考系中波是左旋极化的, B_1和B_2分别表示最大和中间方差方向的磁场分量. 图片来自文献[20].

Fig. 3 MAVEN observations on November 26, 2018 16:12:18—16:20:50 UT for an ICW event. Panel (a): PSD of the transverse (magenta) and compressive (blue) magnetic field components, where the dashed vertical line (black) indicates the mean local proton cyclotron frequency. Panel (b): hodogram of the magnetic field observations in the maximum-intermediate MVA plane for the subinterval 16:14:50—16:15:44 UT covering approximately three local proton cyclotron gyroperiods. The mean magnetic field is directed inwards toward the maximum-intermediate plane and the wave is left-hand polarized in the spacecraft frame. B_1 and B_2 represent magnetic field components in the direction of maximum and intermediate variance, respectively. This figure is from Ref. [20].

3 火星上游ICW的产生机制

火星上游ICW主要通过离子拾起过程产生. 离子拾起是指中性粒子在火星弓激波上游被电离后, 新生离子会在太阳风对流电场作用下加速, 并且在太阳风中绕磁场旋转运动的这一过程[18]. 由于火星上游的主要是质子这些拾起离子可以通过电荷碰撞、光致电离和电荷交换的方式产生[22], 其中主要是电荷交换过程[23]. 被太阳风对流电场捕获后, 拾起离子会与上游的太阳风质子混合, 作为一种重要的非热成分, 提供自由能来产生或维持各种等离子体的不稳定性[24–33], 是激发波动的主要能量来源. 理论上, 等离子体参考系中可能会产生两种不稳定过程, 这取决于背景环境, 如IMF锥角[34–38].

起初拾起过程产生的新生离子相对于火星大致处于静止状态. 在太阳风参考系中, 这些质子的平均速度近似等于$-\boldsymbol{v}_{\rm SW}$, 其中$\boldsymbol{v}_{\rm SW}$是太阳风速度. 离子以平行速度分量$v_\parallel^i = v_{\rm SW}\cdot\cos\alpha$沿IMF运动, 其中$v^i$是新生离子在太阳风参考系中的速度, 此处离子为质子, $v_{\rm SW} = |\boldsymbol{v}_{\rm SW}|$, α是IMF锥角. 行星离子绕IMF旋转, 相应的垂直速度分量$v_\perp^i = v_{\rm SW}\cdot\sin\alpha$[20].

行星质子与太阳风之间的相互作用可以激发电磁离子-离子的左旋和右旋共振不稳定性, 这取决于IMF锥角α. 当α较大时, 左旋共振不稳定性具有较大的线性增长率, 与环-束或环-拾起质子的速度分布函数有关[35, 37]. 相反, 在多数情况下, 从低到中等锥角之间容易激发右旋共振不稳定性, 这与质子束或环-束分布有关[20, 39].

对于这两种共振不稳定性, 由于卫星和太阳风参考系之间的相对运动, 观测到的波频率都包含有

多普勒效应产生的频移. 由于卫星相对火星中心运动速度与$\boldsymbol{v}_{\mathrm{SW}}$相比可以忽略不计, 因此在卫星参考系中观测到的波频率ω_{SC}为:

$$\omega_{\mathrm{SC}} = \omega - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_{\parallel}^{\mathrm{SC}}, \quad (1)$$

其中, ω为等离子参考系下波频率, $\boldsymbol{k}$为波矢, $\boldsymbol{v}_{\parallel}^{\mathrm{SC}} = -(\boldsymbol{v}_{\mathrm{SW}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}})\hat{\boldsymbol{k}}$为卫星平行于波传播方向的速度, $\hat{\boldsymbol{k}}$为单位波矢量. 此外, 新生离子参考系中的波频率是$\omega_i = \omega - kv^i$.

特别是在中等大小锥角时, 右旋共振模式满足以下回旋共振条件

$$\omega - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_{\parallel}^{i} + n\Omega_i = 0,\ n = 1, 2, 3, \cdots, \quad (2)$$

其中, 离子回旋频率$\Omega_i = q_i|\boldsymbol{B}|/m_i$, $\boldsymbol{B}$、q_i和m_i分别表示IMF、离子电荷和质量, $\boldsymbol{v}_{\parallel}^{i}$为太阳风参考系中离子沿磁场方向的速度[29]. 考虑到新生离子最初相对于火星大致处于静止状态, 卫星参考系中右旋模式的波频率为$\omega_{\mathrm{SC}} = -n\Omega_i$. 因此, 当$n = 1$ (基模)时, 观测到的频率ω_{SC}接近新生离子回旋频率且与在太阳风参考系下的偏振方向相反. 由于观测到的频率与当地质子回旋频率非常接近, 这些波也称为PCW.

对于左旋共振模式, (1)式中对应的多普勒频移项相对较小, 左旋不稳定性产生的波在卫星参考系下的观测频率也可接近当地离子回旋频率并呈现左旋极化. 与右旋共振模式相比, 这些波在太阳风和卫星参考系中都是左旋极化的, 而右旋共振模式只在太阳风参考系下是右旋极化的, 而在卫星参考系下是左旋极化的[20].

太阳风拾起离子过程导致火星大气损失, ICW又是拾起离子时的副产物, 可见ICW在火星大气损失中扮演重要角色, 是新生行星质子存在的间接标志[28]. 通常情况下, 等离子体仪器无法直接测量或无法确定质量加载特性. ICW和拾起离子之间的这种关系使得等离子体波可以作为一种诊断工具, 用于确定质量加载区的范围、推断拾起离子密度剖面并估计中性粒子的损失率. 例如在木星和土星内部磁层的离子拾起的研究中, 解析理论和数值模拟对波能和拾起离子密度之间给出的经验关系可估算木卫一环中的拾起离子密度[40]和土星中性云中的拾起离子产生率[41–42]. 因此, 火星近空ICW的观测研究具有重要的科学意义.

4 火星上游ICW的统计研究

4.1 ICW随火星季节的变化

MGS在SPO1、2 (Science Phasing Orbit)期间的观测研究结果表明, ICW的发生率存在很强的季节变化特征, 且这种变化特征与MGS在火星附近的空间分布和卫星测量时IMF 锥角的分布无关, 而可能与火星外逸层氢属性的时间变化有关[1].

图4 (a)为1997年9月 至1998年9月 在20400 km高度以下上游ICW的发生情况, 灰色点为每轨道发生率R, 黑色点是平均发生率<R>, 图4 (b)为1997年8月 至1998年10月 在 最 低 和 平 均 太 阳 活 动 时15400 km高度处火星南极上空估算的氢密度和日侧平均氢密度. 火星近日点(PH, 1998年1月7日)、南半球春分(SSE, 1997年9月12日)、南半球夏至(SSS, 1998年2月6日)和 南 半 球 秋 分(SAE, 1998年7月14日)如图所示. 由图4中在太阳活动极小期至平均太阳活动期之间, MGS南半球高纬地区的观测结果显示, 在火星近日点和南半球夏至时ICW的发生率更高, 与南半球秋分和春分期间相比, ICW的平均发生率增加了70%. 从考虑紫外线热层加热效应的模型得到的火星日侧和南极上空的氢密度分布也呈现出类似的时间变化特征. 尽管离子拾起和等离子体波的产生和演化过程很是复杂, 但这些观测结果表明可以用ICW发生率的时间变化来研究火星氢冕的时间演化以及与热层之间的耦合.

但是上述研究没有考虑波的偏振特性以及质子回旋频率附近的压缩功率谱密度[12]. MAVEN卫星的观测可以更广泛地覆盖整个火星[43], 应用更严格的标准来识别ICW, 同时考虑到波的频率和极化特性做了进一步研究[16], 证实了火星上游的ICW发生率随季节的变化, 近日点附近观测到的ICW更多. 模拟火星较高海拔的外层氢密度剖面模型也显示出类似的长期变化趋势, 与ICW发生率的时间变化相一致[1, 12, 16, 20].

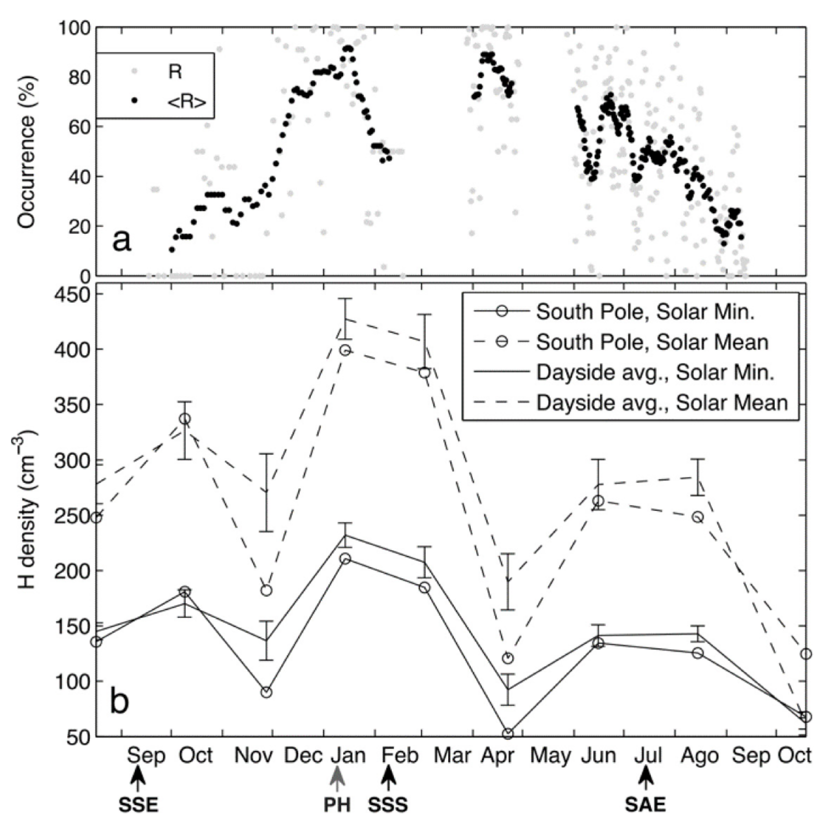


图 4 图(a): 1997年9月至1998年9月在20400 km高度以下上游ICW的发生情况, 灰色点为每轨道发生率R, 黑色点是平均发生率<R>. 图(b): 1997年8月至1998年10月在最低和平均太阳活动时15400 km高度处火星南极上空估算的氢密度和日侧平均氢密度. 火星近日点(PH, 1998年1月7日)、南半球春分(SSE, 1997年9月12日)、南半球夏至(SSS, 1998年2月6日)和南半球秋分(SAE, 1998年7月14日)如图所示. 图片来自文献[12].

Fig. 4 Panel (a): occurrence of upstream ion cyclotron waves below 20400 km altitude from September 1997 to September 1998. R (gray dots) and <R> (black dots) are rates per orbit and averaged rates, respectively. Panel (b): modeled H density above Mars South Pole and dayside-averaged H density at 15400 km altitude for minimum and mean solar activity from August 1997 to October 1998. Mars perihelion (PH, 7 January 1998), southern hemisphere spring equinox (SSE, 12 September 1997), southern hemisphere summer solstice (SSS, 6 February 1998), and southern hemisphere autumn equinox (SAE, 14 July 1998) are indicated. This figure is from Ref. [12].

火星快车数据显示, 在火星近日点附近拾起离子发生率较高, 也支持ICW发生率与日心距离的相关性[2]. 研究还发现外逸层氢柱密度的时间变化具有类似的长期变化趋势[44], 弓激波上游氢密度在近日点附近比远日点大一个数量级. 但是火星到达近日点、外逸层氢密度达到峰值和ICW发生率出现峰值的时间有滞后性, 可能是由于火星上层大气对太阳输入响应的延迟, 或与太阳直射极紫外通量影响相结合的季节效应所致. 火星上游一至两万公里区域, 外逸层上部氢密度的模拟剖面与外逸层底部温度变化间关系更紧密, 外逸层底部温度取决于太阳极紫外通量[16, 45]. MAVEN极紫外线监测仪观测到的日辐照度也显示出一种类似外逸层氢密度长期变化的趋势[46], 日心距离越小辐照强度越强[16, 47]. 在近日点附近密集的外逸层氢密度情形下, 更多的火星粒子电离可能会增加新生离子密度, 进而提供更多的能量来激发ICW, 从而形成更高的发生率. 此外, 氢密度峰值和ICW发生率峰值之间的平均延迟为25 d, 同时研究者还发现ICW发生率大小的增长和衰减时间具有不对称性, 部分原

因可能与近日点时和火星北半球冬至时的季节性采样偏差有关[20].

沙尘活动和大气上升流对火星大气低层水汽浓度的变化具有显著影响, 进而会影响外逸层氢的变化[48–53]. 观测显示火星沙尘暴会造成低层大气不透明度的增加, 区域性尘暴会使近地表大气温度升高15–20 K, 环绕行星的尘暴会使温度升高30–40 K[54]. 沙尘暴效应可以放大大气的大尺度环流, 使火星表面附近的水汽自由混合到更高的热层[51], 所以低层大气中初始高浓度的水汽可能会影响氢外逸层[48, 52, 55–63]. 对于每个火星年, ICW高发于有沙尘暴的季节. 在2018年6月至7月(即火星第3个近日点前的2–3个月), ICW的发生率有一个较小的次峰值(20%), 相比之下, 在火星的其他年份没有发现在近日点前几个月ICW发生率超过15%的类似次峰值. 2018年7月前后ICW发生率的小高峰至少与2018年夏季的全球沙尘暴有关, 这是2007年以来的首次火星全球沙尘暴事件[64].

4.2 ICW在火星的全球分布

利用MGS第1次大气制动(first aerobraking, AB1)期间采样数据发现ICW在火星附近出现的范围很广, 在较远的距离上经常是间歇性的, 这表明火星外逸层是时变的或非球形的, 火星的外逸层似乎以一个由快速氢原子组成的圆盘的形式沿着行星际电场的方向向下游和火星的一侧延伸[17].

图5是在电磁坐标系(x方向是火星指向太阳, y方向是$\boldsymbol{x}\times\boldsymbol{B}$, z方向与其他两轴满足右手螺旋定则)中IMF大小$B_{\rm total} > 5.6$ nT时波发生情况的空间分布, 假设太阳风速度沿x轴负方向, y轴为行星际电场方向, 记为E, z轴沿着垂直于$\boldsymbol{x}$的$\boldsymbol{B}$分量方向, 记为$B_{\rm perp}$, 可以看到在+E半球ICW频繁发生, 但在–E半球没有观测到ICW, 说明该坐标系下ICW发生的区域在行星际电场方向上有强烈的不对称性. 如果质子在火星附近首次被拾起后, 离子被电荷交换中和, 并通过磁场线传输到遥远的区域, 这使得离子拾起过程只在火星的一侧延伸到更远的地方发生, 形成了ICW发生的广泛性、不对称性和间歇性. 广泛性指ICW距火星较远时也发生, 不对称性指ICW在行星际电场方向上分布不对称(仅存在于正电场方向上), 间歇性指ICW持续时间较短. 对于波事件持续数小时的情况[3, 15], 卫星必须持续运动在延伸的外逸层内. 当卫星离火星很近时, 这种情况最容易发生, 在近火星空间(2–6 $R_{\rm M}$)中波是持续发生的. 这种不对称性表明, 太阳风中的电场和磁场在运输外逸层氢方面发挥着重要作用. IMF越强, 观测到的不对称性越大, 对于具有背景磁场更强的波事件, ICW分布的不对称性就愈发明显. 数值模拟研究也发现了ICW在行星际电场方向分布的这种不对称性[65–66]. 其原因可以归结为有限拉莫尔半径(对于太阳风速度约440 km/s, 背景磁场强度约5 nT而言约0.3 $R_{\rm M}$)的影响, 即当质子在接近火星时, 与低层大气碰撞容易丢失.

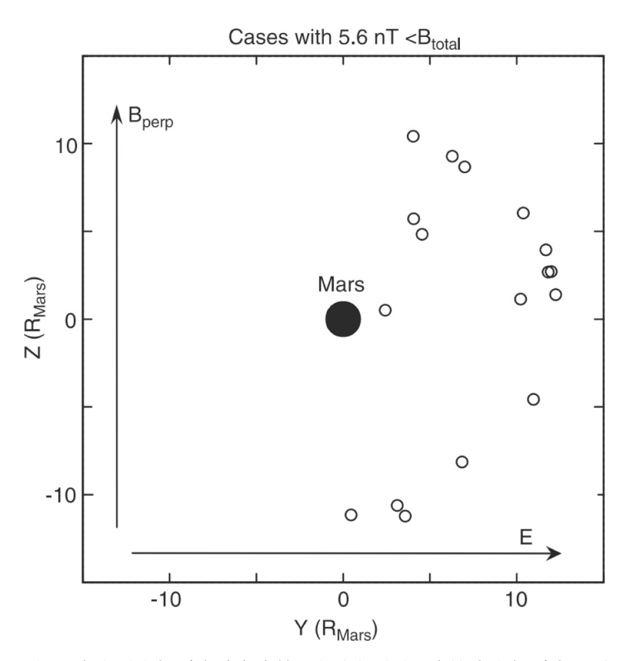


图 5 在电磁坐标系中波发生情况的空间分布. 在这个坐标系中, x方向是从火星指向太阳, y方向是$\boldsymbol{x}\times\boldsymbol{B}$, z方向与其他两轴满足右手螺旋定则. 假设太阳风沿$-x$方向运动, y轴则是沿行星际电场方向, z轴沿着垂直于$\boldsymbol{x}$的$\boldsymbol{B}$分量方向(在图中标记为$B_{\rm perp}$). 图片来自文献[17].

Fig. 5 Distribution of wave occurrence in an electricmagnetic coordinate system. x direction is from Mars to Sun, y direction is in $\boldsymbol{x}\times\boldsymbol{B}$ and z direction completes a righthanded system. Thus by assuming solar wind flow in x direction, y axis is along the direction of interplanetary electric field, z axis lies along the direction of the component of $\boldsymbol{B}$ perpendicular to $\boldsymbol{x}$ (label as $B_{\rm perp}$ in the plot). This figure is from Ref. [17].

但是Romanelli等[1]研究发现MGS在SPO1和SPO2期间, 距离火星表面小于6 $R_{\rm M}$以内ICW的空间分布似乎不依赖于太阳风对流电场的方向. 此外, 即使在行星际电场负方向, 也能观测到ICW. 一种解释是: ICW的分布并不一定遵循拾起离子的分布, 拾起离子产生ICW的波长是行星尺寸, 离子密度在如此大的空间距离上不可能是均匀的. 这与Wei等[17]得到结果的差异可能是由于MGS在AB1和SPO期间采样的区域不同. 如图6所示MBE坐标系下伴有ICW发生的MGS卫星SPO轨道的轨迹, 实心圆和空心圆分别对应SPO1和SPO2轨道, 左图颜色表示振幅大小, 右图颜色表示IMF锥角大小. MBE坐标系与上文电磁坐标系不同, 它以火星为中心, $Z_{\rm MBE}$轴与$\boldsymbol{E}_{\rm c}$ (太阳风对流电场)平行, $X_{\rm MBE}$轴与$\boldsymbol{v}_{\rm SW}$反平行, $Y_{\rm MBE}$方向与其他两轴满足右手螺旋定则. 60%的波发生在$Z_{\rm MBE}=0$平面以上, 40%发生在它以下, 而卫星在太阳风对流电场正负半球的时间分别是48%和52%. 可见ICW的空间分布似乎不受太阳风对流电场的影响, 另外波振幅的空间分布以及IMF锥角$\alpha_{\rm V,B}$也不受电场的影响, 而且即使在$\boldsymbol{E}_{\rm c}$相对较弱的情况下, 也能观测到这些ICW.

图7显示了电磁坐标系xy平面上波事件的分布, 图7 (右)显示的是背景场大于4 nT的波事件, 可以看到正电场一侧出现了更多的ICW. 在图7 (左)波的空间分布在电场方向上没有明显的不对称性, 但在图7 (右)中火星下游的波($x<0$)在正电场方向上发生率更高. ICW出现在火星正、负电场方向, 但背景磁场强时ICW出现在正电场方向较多. Wei等[17]认为离子的拾起发生在距离火星大于一个回旋半径的位置, 这样当地拾起离子和/或快速的中性离子到达负电场一侧时就不会在火星大气中丢失. 因此在距离火星较远的地方观测到的ICW可能产生于非常稀薄的外逸层中的拾起过程, 也可能是在火星附近产生的快速中性粒子的再电离所致. 从统计结果看, 在正电场一侧出现的波事件数量更多, 这表明可能也发生了Wei等[17]最初的快速中性盘模型中描述的过程, 并且可能是由距离火星一个回旋半径内产生的新生离子所主导[19].

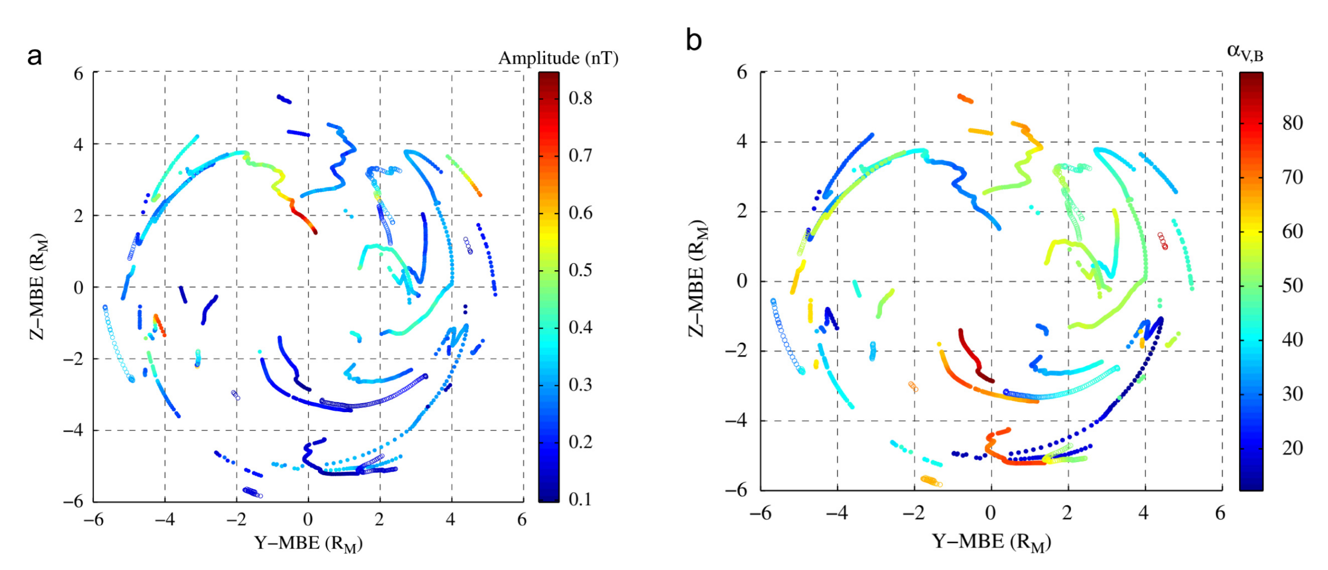


图 6 MBE坐标系下伴有ICW发生的MGS卫星SPO轨道的轨迹. 左图: 颜色表示振幅大小. 右图: 颜色表示IMF锥角大小. 实心圆和空心圆分别对应SPO1和SPO2轨道. $\alpha_{v,B}$: IMF锥角. 图片来自文献[1].

Fig. 6 Trajectory of the MGS SPO orbits with ICWs (MBE coordinate frame). Left panel: color coded by the amplitude of the waves. Right panel: color coded by the cone angle of interplanetary magnetic field ($\alpha_{\rm v,B}$). Solid and hollow circles correspond to SPO1 and SPO2, respectively. This figure is from Ref. [1]

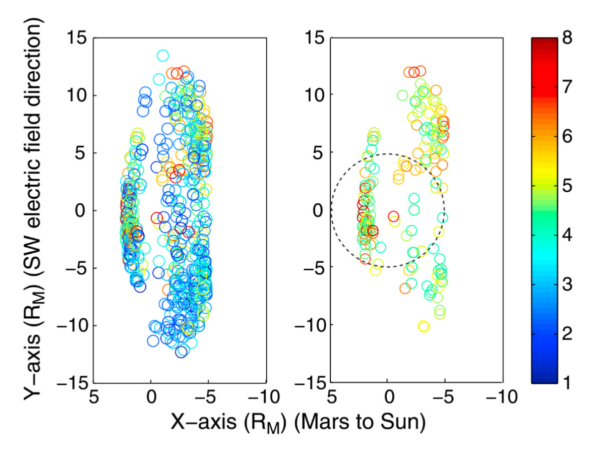


图 7 电磁坐标系xy平面上的ICW空间分布, 左: 表示所有波事件, 右: 表示背景磁场大于4 nT的波事件. 颜色表示每个波事件背景磁场的强度. 图片来自文献[19].

Fig. 7 Spatial distribution of ICWs in the xy plane of the magnetic-electric coordinate system. Left panel: all the wave events. Right panel: a subset of wave events with background field greater than 4 nT. The color coding on both panels is the strength of the background field for each event. This figure is from Ref. [19].

4.3 ICW发生率与IMF锥角的关系

IMF锥角又称拾起角, 假设太阳风沿着日火连线(x轴)运动, 拾起角为磁场方向和太阳径向之间的夹角(记作angle BR). 文献[19]研究了在背景场强大于4 nT的情况下拾起角和ICW发生率之间的关系. 图8 (a)显示了MGS所有AB1轨道数据拾起角的直方分布图, 图8 (b)仅给出ICW事件相关的拾起角分布, 图8 (c)给出不同拾起角下ICW出现的时间百分比(即归一化发生率). 可以看到ICW的归一化发生率在拾起角45°附近最大.

将2014年10月–2020年2月 连 续3个 火 星 年 的MAVEN数据分成6组, 分别是火星近日点附近的相同经度范围的数据HR1、HR2、HR3和远日点附近的相同经度范围的数据LR1、LR2、LR3. 图9左图是2014年10月–2020年2月 期间ICW发生率随IMF锥角α的变化; 右图是2014年10月–2020年2月期间, HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组离子回旋发生率随IMF锥角α的变化. HR1和HR2组在中低锥角($20° < \alpha < 45°$)范围内ICW有较高的发生率[1, 14, 19], 而在HR3组中ICW高发于一个稍大的IMF锥角范围($0° < \alpha < 60°$, 图9右图). 如果忽略2018年7月20日至2018年9月15日(对应火星全球沙尘暴持续时间)的MAVEN数据, HR3组ICW发生率的分布和HR1、HR2没有显著变化. 图9右图显示, 图9左图中$\alpha = 22.5°$发生率的峰值主要来自HR1的贡献, 可能是近日点附近和火星北半球冬至日附近的季节性采样偏差所致. 例如图9右图中HR1和图9左图中ICW发生率峰值会随所选择的磁场强度范围而变化. 当考虑IMF $\geqslant$ 4 nT时, 发生率随锥角的分布有更好的一致性, 其中每个火星年在$\alpha = 22.5°$附近出现ICW发生率的峰值. 然而尽管存在这种变化, 在45°以下的IMF锥角中ICW的发生率始终较高. 这可能是相关饱和波能量、特征生长时间和新生行星质子密度之间平衡的结果. 例如, 离子-离子右旋不稳定性通常在$\alpha < 75°$时具有相对较大的波饱和振幅和较长的生长时间, 但与大IMF锥角下的共振等离子体不稳定性相比, 它不需要较高的拾起离子密度[14, 33]. 因此在一定的IMF锥角范围内, 观测到的中低IMF锥角的ICW发生率峰值可能是等离子体不稳定过程中不同的生长时间和行星离子密度阈值的净结果[20].

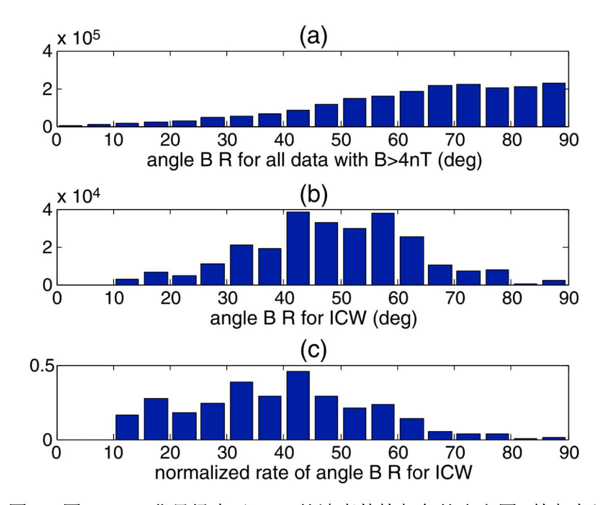


图 8 图(a)–(c)背景场大于4 nT的波事件拾起角的直方图. 拾起角近似为磁场方向和太阳径向之间的夹角, (a)和(b)的纵轴单位均为秒. 图片来自文献[19].

Fig. 8 Panels (a)–(c): the histograms of the pickup angles for wave events with background field greater than 4 nT. The pickup angle is approximated by the angle between magnetic field and radial direction of Sun. The units of the vertical axes of panels (a) and (b) are both seconds. This figure is from Ref. [19].

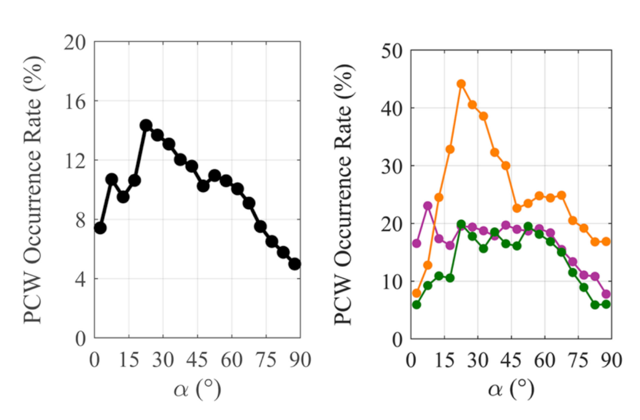


图 9 左图: 2014年10月–2020年2月期间ICW发生率随IMF锥角α的变化. 右图: 2014年10月–2020年2月期间, HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组离子回旋发生率随IMF锥角α的变化. 图片来自文献[20].

Fig. 9 Left panel: ICW occurrence rate (%) as a function of IMF cone angle α between October 2014 and February 2020. Right panel: ICW occurrence rate (%) for the HR1 (orange), HR2 (green), and HR3 (purple) groups as a function of IMF cone angle α. This figure is from Ref. [20].

4.4 ICW振幅的变化

通过分析MAVEN观测的ICW事件, 发现ICW的振幅主要在0.1–1.0 nT之间. 如图10所示为HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组上游ICW的中值振幅随MSO坐标系下$X_{\rm MSO}$(左图)和海拔高度(右图)的分布情况. 可以发现所有HR组的ICW振幅随离火星的距离增加而减小, 表明这些波来源于火星近空. 相比之下, 图10右图显示HR1曲线振幅随火星高度的增加先增大后减小, HR2曲线振幅整体上随火星高度的增加不断下降, HR3曲线振幅随火星高度的增加先减小后增大, 可以发现HR曲线振幅并不一定随火星高度的增大而减小. 另外研究者利用2014年10月至2018年11月的MAVEN数据也没有发现波振幅随高度有一致的明显变化特征[14].

图11显示MGS的观测结果, SPO轨道的ICW振幅与火星高度间的关系. 波的振幅是通过以质子回旋频率为中心、宽度为0.015 Hz的功率谱密度估计的. 青色叉号和棕色圆圈分别对应轨道SPO1、SPO2出现的波动. 黑色曲线显示0.5 $R_{\rm M}$范围内的平均振幅, 可以看出随着距离的增加, 波的振幅呈现下降趋势[1, 13, 17, 19].

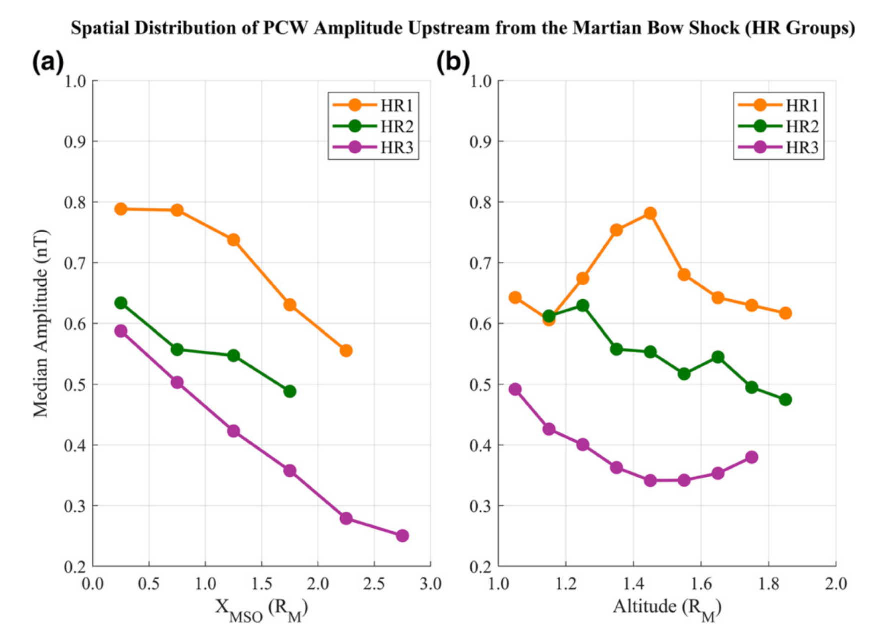


图 10 2014年10月–2020年2月HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组上游PCW的中值振幅随$X_{\rm MSO}$ (a)和海拔高度(b)的分布. 图片来自文献[20].

Fig. 10 Median amplitude of upstream PCWs for the HR1 (orange), HR2 (green), and HR3 (purple) groups as a function of $X_{\rm MSO}$ (a) and altitude (b) from October 2014 to February 2020. This figure is from Ref. [20]

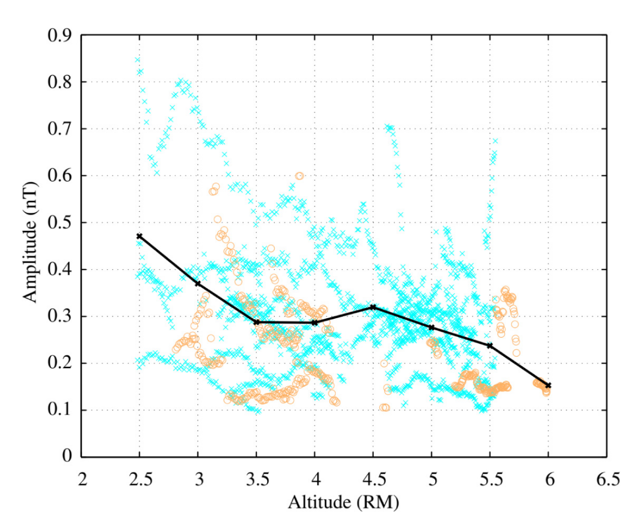


图 11 ICW的振幅随SPO轨道高度的分布. 图片来自文献[1].

Fig. 11 Amplitude of the ICWs as a function of the altitude for all SPO orbits. This figure is from Ref. [1].

MAVEN和MGS卫星观测结果的差异可能是由于每个火星年影响ICW振幅的太阳风和火星状态的不同导致的, 如拾起离子速率、拾起速度、拾起几何形状和波增长时间[19]. MGS的预设轨道高达15个火星半径, 与MAVEN卫星高度覆盖范围差别很大. 未来可以基于这些因素的研究, 结合卫星观测和数值模拟, 分析波振幅与火星径向距离之间的关系.

图10左图发现3个HR组中波振幅中位值连续降低了0.15 nT, 这不大可能是由于MSO坐标下空间采样的偏差, 因为每个HR组涵盖了相似的X_{MSO}和海拔范围. 在MAVEN的轨道空间范围内, 连续3个火星年数据HR1–HR3的ICW振幅随X_{MSO}和高度整体上都呈下降趋势, 对于Y_{MSO}和Z_{MSO}坐标也有类似的结果. 此外, HR组之间太阳风条件未有显著差异, 太阳风条件可能与每个火星年ICW振幅的下降趋势无关. 研究结果表明, 振幅的降低可能与弓激波前兆区偏差有关[67–68], 也可能是由于太阳风对流电场影响新生质子的不对称性[17], 火星大气对太阳风的速度、质子密度和质子通量密度以及/或太阳周期效应变化的响应等.

图12显示了火星上游HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组ICW的中值振幅随IMF锥角α的变化, 发现HR1组的波幅有随行星际磁场锥角增大而减小的趋势. HR2和HR3组的波幅随锥角增大而下降的趋势并不强烈. 之前基于MGS和MAVEN观测的研究发现, 振幅与IMF锥角有依赖关系[1, 14]. 一般认为波的幅度与当地拾起离子群的能量有关, 因此观测到的波幅的空间和时间分布可以作为当地外逸层结构和损失率的诊断. 火星行星空间环境的一维数值混合模拟结果揭示了波幅和离子拾起率之间的关系, 结果表明, 观测到的当地ICW振幅与当地离子拾起率关系可能更复杂, 因为与火星附近波传播的时间相比, 不稳定性的增长时间很长[33]. 此外, 发现上游的ICW处于增长状态而不是饱和状态, 波的饱和能量随着锥角的增大而减小[33]. 然而, MGS观测结果并未支持这种IMF锥角与波振幅间的关系, 而与HR2和HR3组的观测结果一致[19].

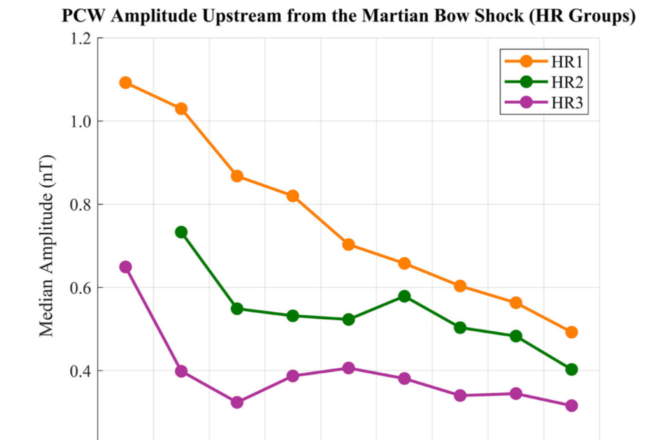


图 12 火星上游HR1 (橙色)、HR2 (绿色)和HR3 (紫色)组ICW的中值振幅随IMF锥角α的变化. 图片来自文献[20].

Fig. 12 Median amplitude of ICWs in the upstream region for the HR1 (orange), HR2 (green), and HR3 (purple) groups as a function of interplanetary magnetic field cone angle α. This figure is from Ref. [20].

HR组之间的不同变化趋势可能由于所观测到的ICW饱和水平不同[33]. 例如假设IMF锥角$\alpha = 0°$, ICW必须至少历经10个回旋周期才能达到饱和. 如果考虑频率$f = 0.06$ Hz的波, $v_{\mathrm{SW}} = 400$ km/s, 在达到饱和之前, 波需要传播20个火星半径的距离. 较高频的ICW可以在较短

的距离内达到饱和. 如果将此分析限制在0.07 Hz的频率之上, 可得到与3个HR组类似的频率分布情况, 如此重点研究的就是更有可能达到饱和的ICW, 会出现3条表示波振幅的曲线都有较强的下降趋势且斜率相似的情况. 因此在HR组之间的波频率分布的变化可能与图12所示的每个火星年的不同趋势有关, 这可用于解释之前研究结果之间的差异[20].

5 总结与展望

火星无内禀磁场的特性使得火星大气与太阳风直接相互作用, 形成火星独特的等离子环境. 在火星弓激波上游, 扩散至行星际的氢发生电离被太阳风拾起, 拾起离子会与上游的太阳风质子混合, 提供自由能来产生或维持各种等离子体的不稳定性[24–33], 产生频率接近质子回旋频率的等离子体波. 理论上, 在等离子体参考系中可能会产生取决于IMF锥角的两种不稳定过程[34–38]. 对于这两种共振不稳定性, 观测到的波频率都包含有多普勒效应产生的频移. 左旋不稳定性产生的波在太阳风和卫星参考系中都是左旋极化的, 而右旋共振模式只在太阳风参考系中是右旋极化的, 在卫星参考系下是左旋极化的.

自Russell等[11]首次在火星弓激波上游观测到了ICW以来, 利用多颗火星卫星磁场和等离子体观测资料统计分析, 已经确认在火星的每个近日点和北半球冬至点附近, ICW通常会更频繁地发生. 这一长期趋势与火星日心距离的变化有关, 其背后的原因可能是外逸层氢密度的长期变化, 也可能是沙尘活动影响大气低层水汽浓度的变化. 这种变化趋势与卫星的空间覆盖范围和ICW选取标准的偏差无关.

在忽视背景磁场大小的情况下, ICW的发生率在太阳风电场方向上并没有表现出明显的不对称性, 但背景磁场大于4 nT的时候, 在正电场方向上ICW发生率更高. ICW出现在火星正、负电场方向上, 但背景磁场强时ICW出现在正电场方向较多, 表明Wei等[17]最初的快速中性盘模型中描述的过程在起作用, 并且可能由距离火星一个回旋半径内产生的新生离子所主导[19].

在卫星参考系中, 所观测到的ICW主要以准平行于背景磁场方向传播, 振幅范围在0.1–1.0 nT之间, 并且是椭圆左极化的. 研究还发现在中低IMF锥角($20^\circ < \alpha < 45^\circ$)范围, ICW的发生率更高. 对IMF锥角范围的偏好可能是相关线性波增长率、波的饱和能量和吸收质子密度之间平衡的结果.

外逸层氢密度峰值和ICW发生率峰值之间的平均延迟为25 d, ICW丰度的增长和衰减时间具有不对称性, 其中的原因还尚不清楚, 未来的研究可以集中在分析火星近日点、外逸层氢密度峰值和ICW发生率峰值之间的时间滞后. 相关研究结果将改善目前对外逸层氢密度和这些上游ICW之间关系的理解, 对这些现象的时间尺度给出观测上的限制, 有助于更好地理解火星等离子环境与太阳风耦合的物理过程, 也为分析太阳和其他行星大气相互作用提供参考.

ICW振幅在日火连线方向上随离火星的距离增加而减小, 但并不一定随着火星高度的增大而减小, 未来的研究应结合多卫星观测和数值模拟, 分析ICW振幅与火星径向距离的关系. 连续3个火星年ICW中值振幅的降低可能与发生在火星弓激波前兆区中的物理过程、太阳风电场对新生质子的影响以及火星大气对不同太阳输入变化的响应或太阳周效应等因素有关, 仍需要进一步研究.

参 考 文 献

[1] Romanelli N, Bertucci C, Gómez D, et al. P&SS, 2013, 76: 1

[2] Yamauchi M, Hara T, Lundin R, et al. P&SS, 2015, 119: 54

[3] Bertucci C, Mazelle C, Acuña M H. JASTP, 2005, 67: 1797

[4] Kim E J, Sohn J D, Yi Y, et al. JASS, 2011, 28: 17

[5] Mitchell D L, Lin R P, Réme H, et al. LPI, 2002, 33: 2029

[6] Garnier P, Steckiewicz M, Mazelle C, et al. JGRA, 2017, 122: 10

[7] Nagy A F, Winterhalter D, Sauer K, et al. SSRv, 2004, 111: 33

[8] Chaufray J Y, Bertaux J L, Leblanc F, et al. Icar, 2008, 195: 598

[9] Anderson Jr DE, JGR, 1974, 79: 1513

[10] Connerney J E P, Espley J, Lawton P, et al. SSRv, 2015, 195: 257

[11] Russell C T, Luhmann J G, Schwingenschuh K, et al. GeoRL, 1990, 17: 897

[12] Bertucci C, Romanelli N, Chaufray J Y, et al. GeoRL, 2013, 40: 3809

[13] Brain D A, Bagenal F, Acuña M H, et al. JGRA, 2002, 107: 1076

[14] Liu D, Yao Z, Wei Y, et al. E&PP, 2020, 4: 51

[15] Mazelle C, Winterhalter D, Sauer K, et al. SSRv, 2004, 111: 115

[16] Romanelli N, Mazelle C, Chaufray J Y, et al. JGRA, 2016, 121: 11113

[17] Wei H Y, Russell C T. GeoRL, 2006, 33: L23103

[18] Wei H Y, Russell C T, Zhang T L, et al. P&SS, 2011, 59: 1039

[19] Wei H Y, Cowee M M, Russell C T, et al. JGRA, 2014, 119: 5244

[20] Romeo O M, Romanelli N, Espley J R, et al. JGRA, 2021, 126: e2020JA028616

[21] Sonnerup B U ʹO, Scheible M. ISSIR, 1998, 1: 185

[22] Zhang M H G, Luhmann J G, Nagy A F, et al. JGRE, 1993, 98: 3311

[23] Rahmati A, Larson D E, Cravens T E, et al. JGRE, 2018, 123, 1192

[24] Wu C S, Davidson R C. JGR, 1972, 77: 5399

[25] Wu C S, Hartle R E. JGR, 1974, 79: 283

[26] Tsurutani B T, Brinca A L, Buti B, et al. JGRA, 1989, 94: 29

[27] Tsurutani B T. GMS, 1991, 61: 189

[28] Brinca A L. GMS, 1991, 61: 211

[29] Gary S P. SSRv, 1991, 56: 373

[30] Mazelle C, Neubauer F M. GeoRL, 1993, 20: 153

[31] Sauer K, Dubinin E, McKenzie J F. GeoRL, 2001, 28: 3589

[32] Sauer K, Dubinin E. GeoRL, 2003, 30: 2192

[33] Cowee M M, Gary S P, Wei H Y. GeoRL, 2012, 39: L08104

[34] González-Galindo F, López-Valverde M A, Angelats I Coll M, et al. JGRE, 2005, 110: E09008

[35] Brinca A L, Tsurutani B T. JGRA, 1989, 94: 13565

[36] Convery P D, Gary S P. JGRA, 1997, 102: 2351

[37] Gary S P, Madland C D. JGRA, 1988, 93: 235

[38] Gary S P, Akimoto K, Winske D. JGRA, 1989, 94: 3513

[39] Gary S P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. Cambridge: Cambridge University Press, 1993: 193

[40] Huddleston D E, Strangeway R J, Warnecke J, et al. JGRE, 1998, 103: 19887

[41] Cowee M M, Omidi N, Russell C T, et al. JGR, 2009, 114: A04219

[42] Leisner J S, Russell C T, Wei H Y, et al. JGRA, 2011, 116: A09235

[43] Albee A L, Arvidson R E, Palluconi F, et al. JGRE, 2001, 106: 23291

[44] Halekas J S. JGRE, 2017, 122: 901

[45] Chaufray J Y, Gonzalez-Galindo F, Forget F, et al. Icar, 2015, 245: 282

[46] Eparvier F G, Chamberlin P C, Woods T N, et al. SSRv, 2015, 195: 293

[47] Thiemann E M B, Chamberlin P C, Eparvier F G, et al. JGRA, 2017, 122: 2748

[48] Bhattacharyya D, Clarke J T, Bertaux J L, et al. GeoRL, 2015, 42: 8678

[49] Bhattacharyya D, Clarke J T, Chaufray J Y, et al. JGRG, 2017, 122: 11756

[50] Bhattacharyya D, Chaufray J Y, Mayyasi M, et al. Icar, 2020, 339: 113573

[51] Chaffin M S, Chaufray J Y, Stewart I, et al. GeoRL, 2014, 41: 314

[52] Clarke J T, Bertaux J L, Chaufray J Y, et al. GeoRL, 2014, 41: 8013

[53] Clarke J T, Mayyasi M, Bhattacharyya D, et al. JGRA, 2017, 122: 2336

[54] Smith M D. Icar, 2009, 202: 444

[55] Aoki S, Vandaele A C, Daerden F, et al. JGRE, 2019, 124: 3482

[56] Chaffin M S, Deighan J, Schneider N M, et al. NatGe, 2017, 10: 174

[57] Fedorova A, Korablev O, Bertaux J L, et al. JGRE, 2006, 111: E09S08

[58] Fedorova A A, Korablev O I, Bertaux J L, et al. Icar, 2009, 200: 96

[59] Fedorova A, Bertaux J L, Betsis D, et al. Icar, 2018, 300: 440

[60] Fedorova A A, Montmessin F, Korablev O, et al. Science, 2020, 367: 297

[61] Heavens N G, Kleinböhl A, Chaffin M S, et al. NatAs, 2018, 2: 126

[62] Maltagliati L, Montmessin F, Fedorova A, et al. Science, 2011, 333: 1868

[63] Maltagliati L, Montmessin F, Korablev O, et al. Icar, 2013, 223: 942

[64] Sánchez-Lavega A, Del Río-Gaztelurrutia T, Hernández-Bernal J, et al. GeoRL, 2019, 46: 6101

[65] Brecht S H. GeoRL, 1990, 17: 1243

[66] Modolo R, Chanteur G M, Dubinin E, et al. AnGeo, 2005, 23: 433

[67] Mazelle C X, Meziane K, Mitchell D L, et al. GeoRL, 2018, 45: 3768

[68] Meziane K, Mazelle C X, Romanelli N, et al. JGRA, 2017, 122: 1531

Observations of Ion Cyclotron Waves in the Upstream of Mars

LI Jia-wei[1,2,3] YANG Lei[1,2,3] WU De-jin[1,2]

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(2 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)
(3 State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

Abstract Ion cyclotron waves (ICWs) are one kind of plasma waves whose frequency is close to the ion cyclotron frequency. They exist widely in the upstream of Mars, and the frequency observed by satellites is generally near the proton cyclotron frequency. ICWs are byproducts in the production processes of pick-up ions. The occurrence of ICWs constitutes, in principle, an indirect signature of the presence of newborn planetary protons. ICWs upstream of Mars have received much attention since they were first reported in 1990. In this review, we summarize the research progress of ICWs in the upstream of Mars, including the observation of ICWs, the wave generation mechanism, their statistical properties and related future research trends.

Key words waves, plasmas, solar wind, planets and satellites: atmospheres, planets and satellites: magnetic fields